Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 4, стр. 139 – 141 25 августа 1987 г.

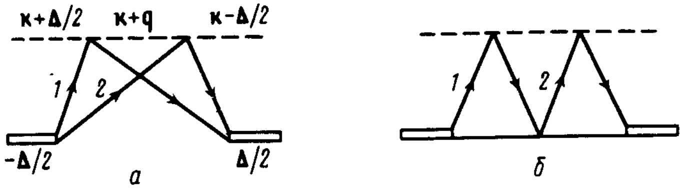
ТОЧНОСТЬ ЭЙКОНАЛЬНОГО ПОДХОДА В РАССЕЯНИИ НА ЯДРАХ

В.М.Колыбасов

Выяснены физические причины высокой степени точности эйконального подхода в рассеянии на ядрах при относительно малых энергиях.

Интерес к вопросу о точности и пределах применимости эйконального подхода в рассеянии на ядрах [1,2] при средних энергиях в последнее время резко возрос, с одной стороны, из-за удивительно успешного описания протон-ядерного рассеяния при 1 ГэВ (см., например, [3]) и антипротон-ядерного рассеяния при энергиях порядка 50 МэВ [4] и, с другой стороны, в связи с поисками возможных проявлений ненуклонных степеней свободы в ядрах, которые можно выделить, лишь имея надежные способы расчета в традиционных моделях. Наибольшие трудности при выходе за рамки эйконального приближения представляет исследование неадиабатических эффектов. Дело в том, что эффекты, связанные с отклонением от геометрической оптики (обычно называемые френелевскими), исследуются в рамках задачи рассеяния на системе фиксированных центров, т.е. по существу простой двухчастичной задачи (см. обзор [5]). С ростом энергии эти эффекты вымирают. Исследование же неадиабатических эффектов, связанных с выходом за предположение о рассеянии на фиксированных центрах (учет отдачи нуклонов, энергии связи ядра, рассеяния нуклонов ядра друг на друге между актами взаимодействия налетающей частицы с разными нуклонами), не исчезающих и в пределе высоких энергий, – это существенно многочастичная задача.

В работах [6] была обнаружена частичная компенсация разных неадиабатических эффектов в рассеянии на дейтроне, обусловленная тем, что как связь нуклонов в дейтроне, так и их перерассеяние (график *б*) обязаны одному и тому же потенциалу *NN*-взаимодействия (см. также [7-9]). При учете графиков *а* и *б*, в предположении локальности потенциала *NN*-взаимодействия, в упругом рассеянии на дейтроне неадиабатические эффекты первого порядка по параметрам $v_N/v_0 \sim 1/mR$ и $\Delta^2 R/m$ тождественно равны нулю (v_0 – скорость налетающей частицы, v_N и m – характерная скорость нуклона в дейтроне и его масса, R – радиус дейтрона, Δ – переданный импульс). Позднее этот результат был подтвержден в [10], причем использованная при этом методика позволяет продвинуться дальше и исследовать неадиабатические эффекты второго порядка, что и будет сейчас проделано.



Формальная схема такова. Амплитуда, отвечающая сумме графиков *а* и *б*, выражается [7,10] через полную функцию Грина G_{np} двухнуклонной системы, свернутую с двумя дейтронными вершинами и с амплитудами элементарных взаимодействий, причем

$$G_{np} = (\hat{H}_{np} - E - i\eta)^{-1} = \frac{2\omega}{2\mathbf{kq} - \delta - i\eta}, \quad \delta = \delta_{\text{ф}} + \delta_{\text{н}},$$
$$\delta_{\text{ф}} = -q^2 + \Delta^2/4, \quad \delta_{\text{н}} = 2\omega\,(-\epsilon - q^2/4m + \Delta^2/16m - \hat{H}_{np}), \tag{1}$$

$\hat{H}_{np}$ – гамильтониан *np*-системы. С $\delta_{\text{ф}}$ связаны френелевские эффекты, с $\delta_{\text{н}}$ – неадиабатические. Смысл переменной **q** понятен из графика *а* (все импульсы – в брейтовской системе), ω – полная энергия налетающей частицы, **k** – полусумма ее импульсов до и после рассеяния,

ϵ – энергия связи дейтрона. Разложим (1) по степеням δ до членов порядка δ^2. Первый член разложения дает стандартный эйкональный результат. Можно показать, что наиболее интересный для нас неадиабатический член второго порядка пропорционален комбинации

$$\frac{\omega^2}{Sm^2}\int\frac{d\mathbf{p}d\mathbf{q}}{(2\mathbf{kq}-i\eta)^3}\,\phi(\mathbf{p}+\frac{\mathbf{q}}{2})\,\phi(-\mathbf{p}+\frac{\mathbf{q}}{2})\,[(\mathbf{p}\boldsymbol{\Delta})^2-4(\mathbf{pq})^2], \qquad (2)$$

$\phi(\mathbf{p})$ – волновая функция дейтрона в импульсном представлении. Второй член в (2), содержащий под интегралом $(\mathbf{pq})^2$, приводил бы к поправке вида $(v_N/v_0)^2$, не исчезающей при рассеянии вперед. Оказывается, однако, что он при любом виде волновой функции тождественно равен нулю. Таким образом поправка $\sim(v_N/v_0)^2$ исчезает, и остается лишь член вида $\Delta^2/m^2v_0^2$, откуда следует, что в отличие от общепринятых представлений, для справедливости картины фиксированных центров требуется малость по сравнению с v_0 не скорости v_N, а скорости "отдачи" $\Delta/2m$, т.е. малость перестройки состояния ядерной системы из-за взаимодействия с налетающей частицей. Первый член в (2) выражается через $\langle 1/r^2\rangle$ – среднее значение квадрата обратного межнуклонного рассеяния, т.е. через ту же комбинацию, что и эйкональное выражение.

Проделав аналогичные операции с остальными членами разложения G_{np} по степеням δ, получим для отношения суммы графиков *а* и *б* к эйкональному члену выражение

$$M_2=M_2^{eik}\left[1+\frac{i(a+b\Delta^2)}{k}+c\,\frac{\Delta^2}{k^2}+d\,\frac{\omega^2\Delta^2}{k^2m^2}\right], \qquad (3)$$

$$a=-\frac{2\pi\phi^2(\mathbf{r}=0)}{\langle 1/r^2\rangle},\quad b=\frac{1}{8}\,\frac{\langle 1/r\rangle}{\langle 1/r^2\rangle},\quad c=-\frac{1}{128\langle 1/r^2\rangle},\quad d=-\frac{1}{32}.$$

Три последних члена в скобках дают параметры, определяющие точность эйконального приближения. При учете зависимости амплитуд элементарных взаимодействий от переданного импульса в коэффициент a войдет волновая функция дейтрона, "размазанная" по радиусу порядка $\sqrt{B}$, где B – параметр наклона конуса в элементарном акте. Отметим, что коэффициент d вообще не зависит от вида волновой функции. Отметим также полное отсутствие неадиабатических эффектов первого порядка и зануление неадиабатических эффектов второго порядка при $\Delta \to 0$. Выражение (3) принимает особенно простой и обозримый вид с гауссовской волновой функцией дейтрона $\phi(\mathbf{p})\sim\exp(-R^2\mathbf{p}^2/2)$ (отдельные члены этого выражения выписывались ранее [6,10-12]):

$$M_2=M_2^{eik}\left[1+\frac{i}{\sqrt{\pi}kR}\left(\frac{R^2\Delta^2}{8}-1\right)-\frac{1}{256}\,\frac{\Delta^4R^2}{k^2}-\frac{\omega^2\Delta^4}{32m^2k^2}\right]. \qquad (4)$$

При передачах импульса $\Delta\lesssim k$ неадиабатическая поправка мала даже при небольших энергиях, что, по-видимому, является одной из причин неожиданного успеха в эйкональном описании антипротон-ядерного рассеяния при 50 МэВ [4].

Результаты настоящего исследования, показавшего, что при любом виде волновой функции параметр неадиабатических эффектов имеет дополнительный числовой множитель, свидетельствуют, что этими эффектами можно пренебрегать даже при малых энергиях, т.е. говорят о высокой степени точности эйконального подхода.

Автор благодарен И.С.Шапиро за плодотворные обсуждения работы.

Литература

1. *Glauber R.* Lectures in Theor. Phys., v. 1, New York, 1959, p. 315.
2. *Ситенко А.Г.* УФЖ, 1959, **4**, 152.

3. *Саперштейн Э.Е., Стародубский В.Е.* Препринт ЛИЯФ-1216, 1986.

4. *Далькаров О.Д., Карманов В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 288.

5. *Wallace S.J.* Adv. Nucl. Phys., 1981, **12**, 135.

6. *Колыбасов В.М., Кондратюк Л.А.* Phys. Lett., 1972, **39B**, 434; **ЯФ**, 1973, **18**, 316.

7. *Колыбасов В.М., Ксензов В.Г.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 13; *Kolybasov V.M., Ksenzov V.G.* Nucl. Phys., 1983, **A397**, 498.

8. *Wallace S.J.* Phys. Rev., 1975, **C12**, 179.

9. *Alberi G. et al.* Preprint CERN TH-2113, 1975.

10. *Alberi G. et. al.* Ann. Phys., 1982, **142**, 299.

11. *Gottfried K.* Ann. Phys., 1971, **66**, 868.

12. *Faldt G.* Nucl. Phys., 1971, **B29**, 16; Nucl. Phys., 1972, **B46**, 460.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
2 июля 1987 г.